

サーマルチョークによるスクラムジェットエンジンのモジュール間の干渉

小野寺 卓郎* 梶 昭次郎**

Numerical study on the interaction
between scramjet engine modules caused by thermal choke

by

Takuo ONODERA

Graduate school, University of Tokyo

Shojiro KAJI

Department of Aeronautics, University of Tokyo

ABSTRACT

Airframe-integrated scramjet engines are now proposed as one of the most promising propulsion systems for hypersonic transports and transatmospheric vehicles for single-stage-to-orbit. Such engines are composed of several modules, each of which consists of an air-intake, a combustion chamber and a nozzle, and these modules are attached side by side to the bottom surface of the fuselage of a vehicle. Under such configuration, it is considered that when some disturbances make one of the modules to be unstated, such influences propagate to the adjoining modules through the intake and/or the nozzle, and that the normal operation of the propulsion system should be destroyed.

In this study, such interactions between modules of the airframe-integrated scramjet engines are investigated numerically. As disturbances to trigger unstart of the module, we use shock waves generated by thermal choke in the heating region of the module. We approximate the flow field to be two-dimensional including the yaw cross section of the modules. An inviscid compressible flow is assumed, so Euler equations with heating term are used as the governing equations. Explicit symmetric TVD scheme is used to solve these equations.

From the two-dimensional calculations, the following conclusions are obtained: 1) When thermal choke occurs in one module of a scramjet engine, its influence reaches the adjoining modules through shock wave propagation and they become unstated. 2) The transient process from the started condition to unstated is completed in about 30 msec and the unstated modules generate not thrust but drag.

1. はじめに

* 東京大学大学院

** 東京大学工学部航空学科

スクラムジェットエンジンの形態の1つとして

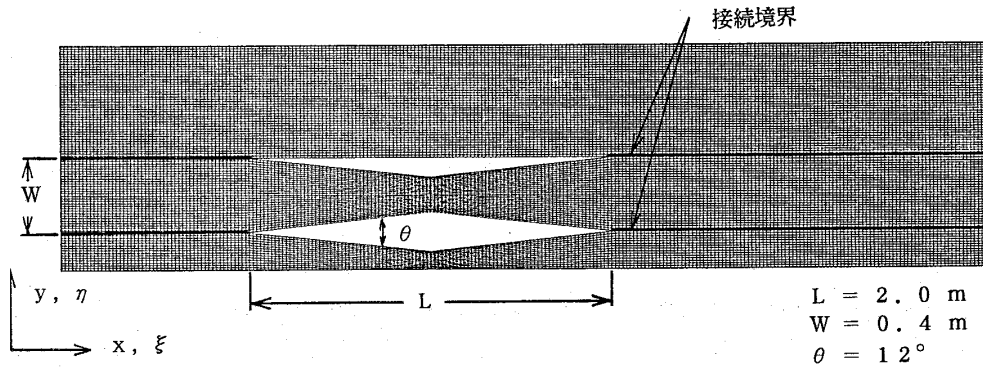


図1 モジュールの形状と計算格子

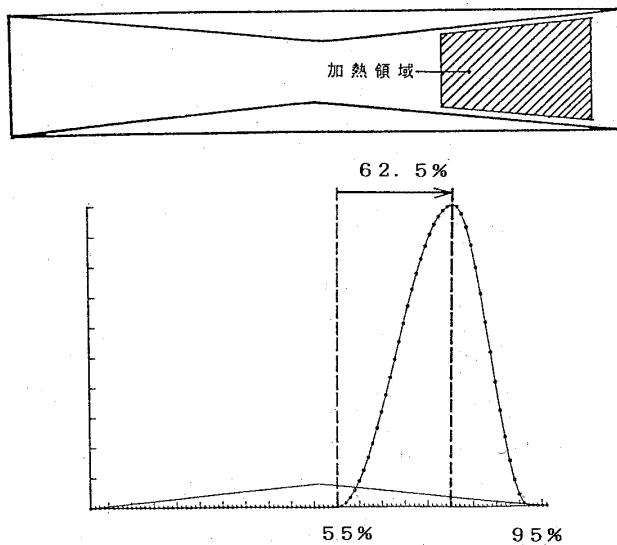


図2 加熱領域及び加熱量分布

機体組み込み型エンジンがあるが、この形態ではモジュール同士が隣接しているためにモジュール内で発生した擾乱が隣接するモジュールに伝播して、それらの間で非定常的な干渉が発生する可能性がある。その場合にはエンジン全体として性能的に破綻を来すことも考えられる。

本計算では、このようなモジュール間の非定常的な干渉を数値的に解析した。今回は、流れ場をエンジンのヨー断面における2次元流れと仮定して、さらに圧縮非粘性流れとして扱った。また、モジュール内で発生する擾乱としては燃焼室内の加熱量を急激に増加させることによって起こる熱閉塞の衝撃波を使用して、これが上流へ移動して隣接するモジュールにどのような影響を及ぼすか、ということを用いて解析した。

2. 計算方法

計算に用いたモジュールはストラットがない形態のものである。その形状とともに計算に使用した格子を図1に示す。この形状の場合ではインレットとスロートでの流路断面積比は約2.11である。

今回の計算では、空間に3個のモジュールを並べてそのすべてが始動状態にある時に、中央のモジュールで熱閉塞を起こさせる場合を想定している。しかし、予備計算によって中央のモジュールの中心線に関して非定常的な流れ場は常にほぼ対称であることがわかったので、実際の計算ではこの中心線の片側のみを扱うことにした（以下、図1の下のモジュールをM1と呼び、上のモジュールをM2と呼ぶことにする）。さらに、M2の外側には何もない領域（以下、これを自由流領域と呼ぶ）を設けた。また、モジュールの前後にはそれぞれモジュールの0.5個、1個分の長さの計算領域を取っている。計算領域は3個に分割して（M1、M2、自由流領域）、計算の過程では各領域を個別に計算する。それぞれの領域間の接続部では格子線を1本重ねている。計算格子は代数的方法により、H型のものを形成した。格子線の間隔は、x方向には全領域で一定とし、y方向には分割した各領域の幅を等分している。格子点数は流れ方向に251点、これと垂直方向に94点で合計23594点である。

基礎方程式としてエネルギー式の右辺に加熱項を付加した一般座標系表示のオイラー方程式を使用して、これをExplicit Symmetric TVD Scheme

(ref.1)~3))によって計算した。時間精度は2次である。境界条件は次のようにした。流入境界(図1のA)では各物理量を一定にする。今回の計算では、静圧と静温とを与えて(高度25kmでの値 0.25492×10^4 [Pa]、221.552 [K])、流入マッハ数を4とした。流出境界上(B)の値は内点から0次外挿により求める。また、M1の中心線に相当する対称境界線上(C)では対称境界条件を用いた。側壁以外の領域間の接続境界上では、境界線の両側の各物理量の算術平均を境界上の値とした。側壁面上ではいわゆる壁条件(slip条件)を使用した。すなわち、密度、静圧、 x 方向の反変速度 U を内点から0次外挿して、 y 方向の反変速度 V を0とした。

次に、基礎方程式に現れる加熱項の扱いについて簡単に述べる。スクラムジェットでは、側壁から噴射された水素が下流に拡散しながら燃焼するために、燃焼領域を明確に指定することは困難であるが、今回は先端からモジュール全長の55%から95%の部分を燃焼領域(加熱領域)とした(図2)。この領域内の各格子点に加熱量を与える。領域内の流れ方向の加熱量分布は図2に示すように変化を持たせた。流れと垂直方向の分布は各々一定の格子線に沿って均一にした。

非定常計算の初期条件として用いる定常解は以下のようにして求めた。まず、格子全点に流入境界上の各物理量を計算の初期値として与えてから局所タイムステップを使用して定常解を得る。定常状態での加熱量は当量比で0.1である(ここでは当量比とは、燃焼に消費された空気中の酸素の割合を表わす。したがって、当量比が1のときに空気中の酸素がすべて消費されることになるので、当量比は1を越えられない)。このようにして得た定常解をもとにして、M1の加熱量をステップ状に4倍(当量比で0.4)に増加させたあとの変化の様子を追っていった。

3. 計算結果

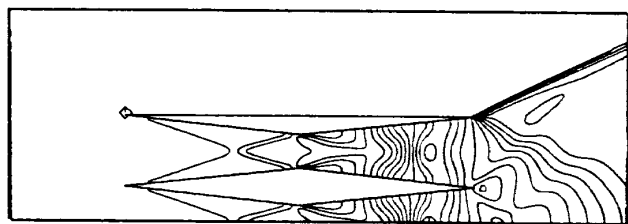
図3に非定常計算の結果の静圧分布を示す。各図の下に流入境界の静圧で無次元化した最大値と

最小値を記す。(a)は、非定常計算の初期値として用いた定常解である。加熱量を急激に増加させると流路内で熱閉塞が生じ、加熱領域内に衝撃波が形成されてスロートに向かって移動していく。衝撃波はスロートに達すると10msecほど留まって再び上流へ移動していくが、その過程で衝撃波が変形していくのが見られた。約22.4msec後には衝撃波は側壁先端に達する((e))。図4に、M1の中心線上における各瞬間での衝撃波の位置を示す。ここではM1の中心線上で静圧の勾配が最大となる格子点を衝撃波の位置とした。また、衝撃波の移動速度の時間変化を図5に示す。これによると、熱閉塞によって衝撃波が発生してから側壁先端に達するまでの平均速度は55m/sで、一様流における音速を規準にしたマッハ数は0.184であった。

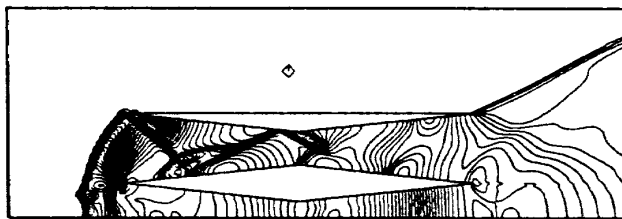
図6にある瞬間における速度ベクトルを示す。図6(a)にはM1のインレット付近に逆流領域が生じているのが見られる。超音速流中で熱閉塞が起こると、加熱領域の後端でマッハ数が1となるように衝撃波が発生し、上流に移動して入口条件が変更されて流量が減少する。この場合にも衝撃波の上流への移動によって流量の減少が起こるが、この減少分の流量が吐出されるときに逆流となって現れたものと思われる。

M1から吐出された空気がM2に流入することによって、M2の前方にも衝撃波が発生し、この衝撃波は側壁面で反射を繰り返しながら下流に伸びる。また、この過程においてM2のインレットの側壁付近に渦が形成された(図6(b)~(d))。約30msec後には、M2の流路の大部分も亜音速になって、いわゆる不始動状態に遷移した(図7)。

図8に各モジュールの先端及び後端において η 方向の格子線に沿って積分した質量流量の時間的变化を、図9には各モジュールの正味推力の時間的变化を示す。いずれの場合も、各瞬間の値を定常状態での値で割って無次元化している。これによると、各モジュールでは不始動状態に遷移していくにつれて質量流量は全体的に減少し、最終的にはM1の流量は定常状態の35%程度、M2では72%程度に落ち着く。M1の推力は、加熱量の増加のために一時的に増加するが、流量の変化を追従



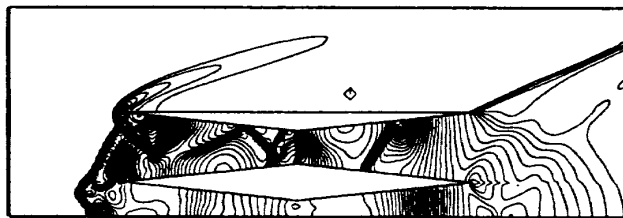
(a) 0 step 0.0 msec MAX=8.438 MIN=0.981



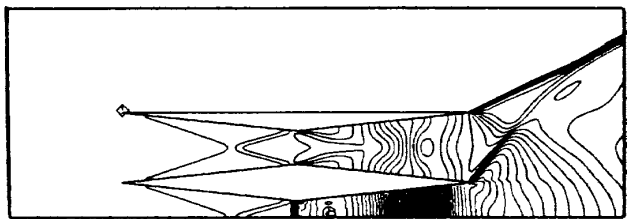
(g) 45000 step 25.4 msec MAX=26.585 MIN=0.995



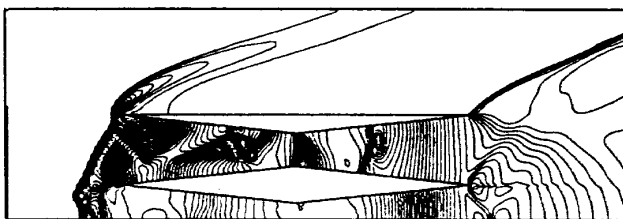
(b) 5000 step 3.3 msec MAX=53.953 MIN=0.981



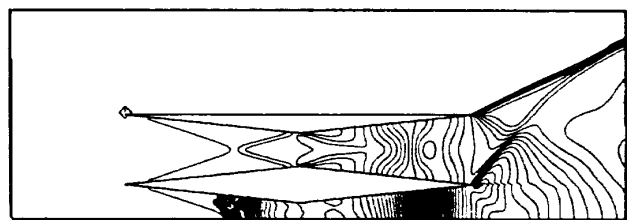
(h) 50000 step 27.7 msec MAX=23.239 MIN=0.898



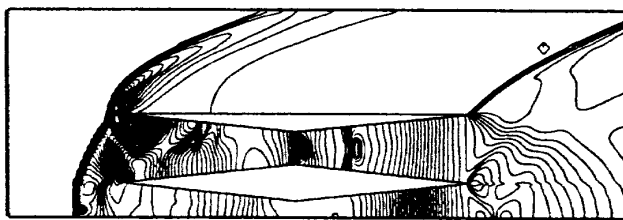
(c) 28000 step 15.7 msec MAX=37.092 MIN=0.981



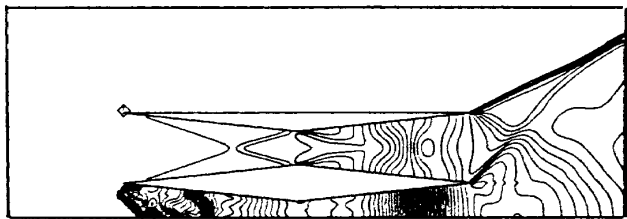
(i) 55000 step 29.6 msec MAX=27.806 MIN=0.918



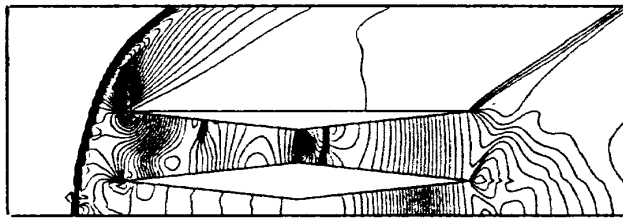
(d) 35000 step 20.4 msec MAX=39.204 MIN=0.981



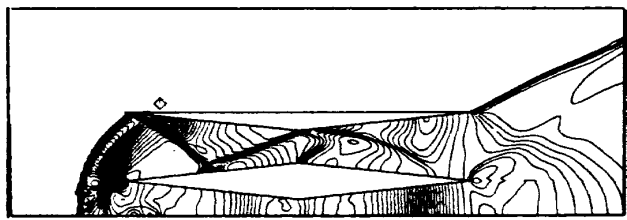
(j) 61000 step 32.0 msec MAX=30.016 MIN=0.998



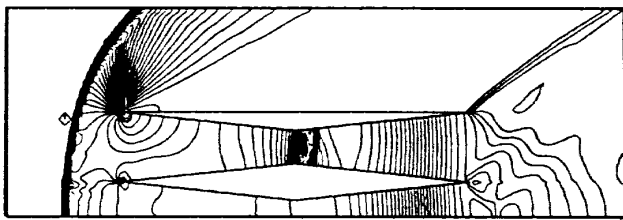
(e) 39000 step 22.4 msec MAX=31.400 MIN=0.981



(k) 70000 step 36.2 msec MAX=23.601 MIN=0.948



(f) 44000 step 24.9 msec MAX=23.868 MIN=0.993



(l) 100000 step 51.0 msec MAX=22.079 MIN=0.999

图3 静压分布

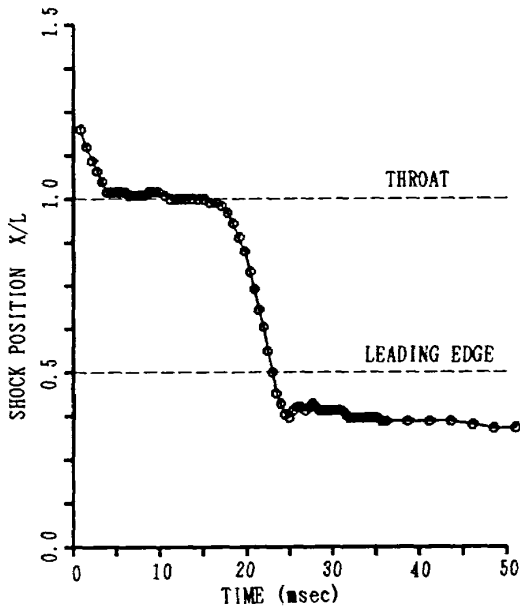


図4 衝撃波の中心部の位置の時間変化

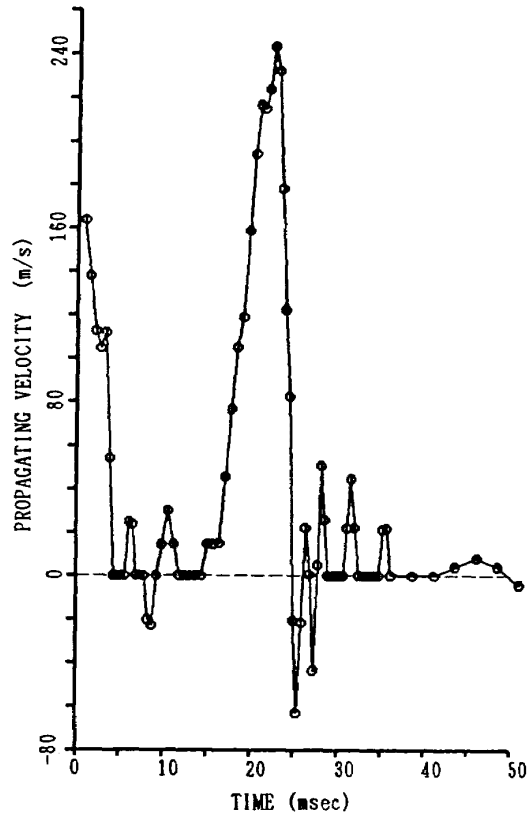


図5 衝撃波の瞬間移動速度の変化

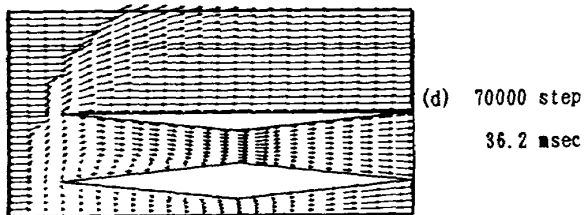
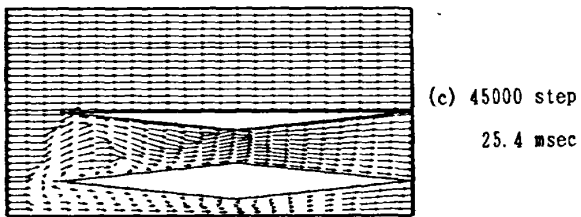
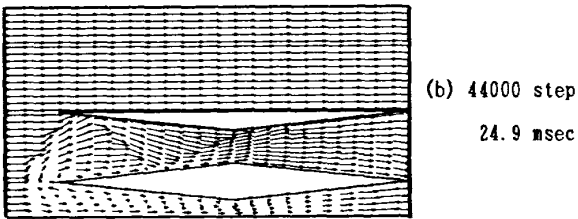
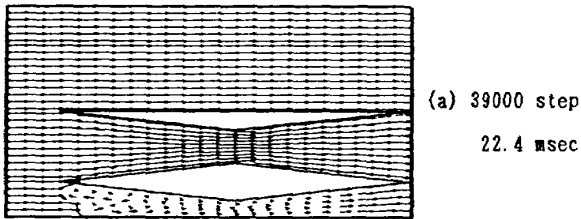


図6 各瞬間における速度ベクトル

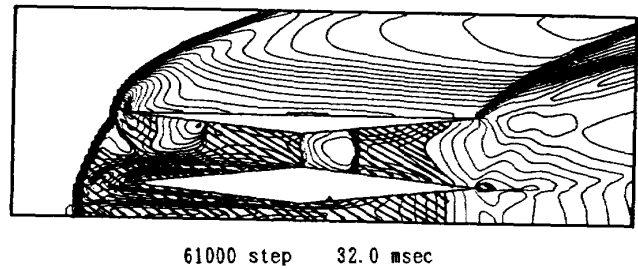


図7 マッハ数分布 (ハッチング部は亜音速領域)

するように減少して、マイナスの推力を示した。M2の推力も同様に、流量の減少とともに減少する。ただし、推力は燃焼モデルに大きく依存することが考えられるので、詳しい議論はできない。

図10に各モジュールのスロートにおける流量平均全圧回復率を示す。前半でM1の回復率が大きく上下しているのは衝撃波がスロートに留まっていたり振動しているためである。モジュールが不始動に移った後は回復率はいずれにおいても14%程度になる。

4. おわりに

2次元圧縮非粘性流れを仮定した計算によって

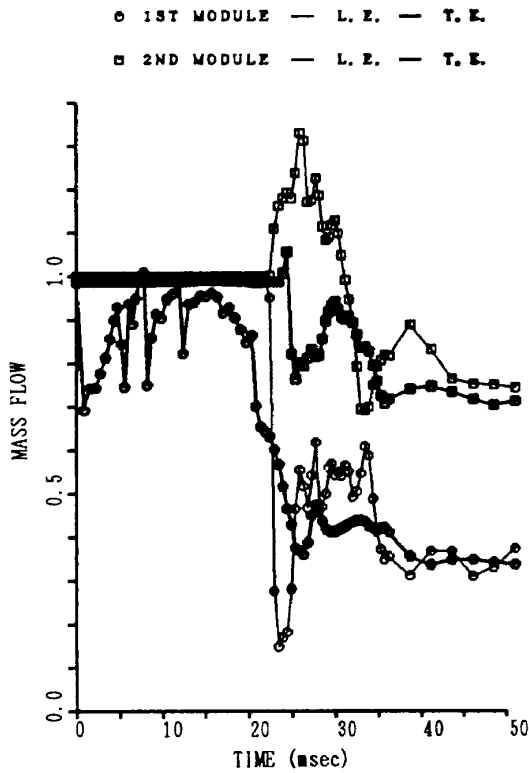


図8 モジュールの先端、後端における質量流量の時間変化

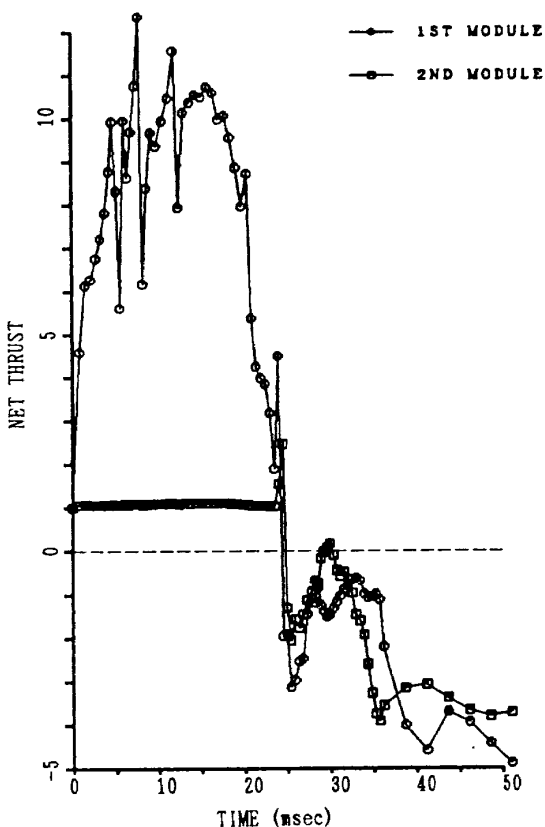


図9 正味推力の時間変化

次のことがわかった。

(1)熱閉塞で生じた衝撃波によって、そのモジュールだけでなく、隣接するモジュールにもその影響が及び、エンジン全体が短時間に不始動状態に遷

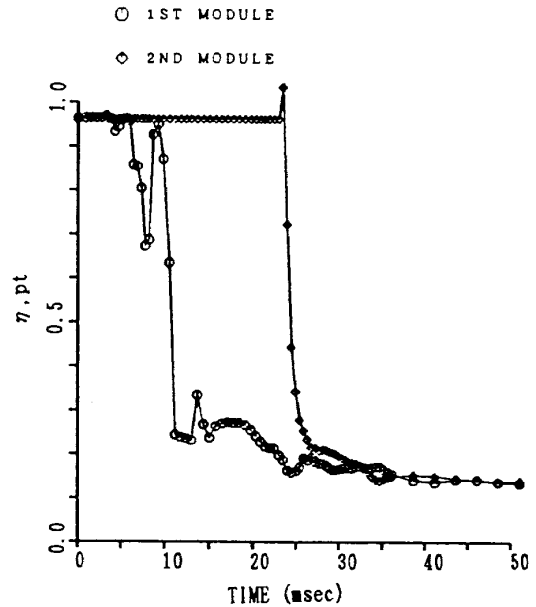


図10 流量平均全圧回復率の時間変化

移する。

(2)不始動遷移過程においてモジュール内の流れ場は大きく変化する。

(3)エンジンが不始動状態に遷移するともはや推力を発生せず、抵抗となる。

ただし、今回の計算では、2次元に限定したこと、粘性の効果を除いたこと、単純な燃焼のモデルを用いたこと、など制約が多い。今後はこのような制約を順次外して計算をおこなってきたい。

参考文献

- 1) H.C. Yee : "Constraction of Explicit and Implicit Symmetric TVD Schemes and Their Applications", J. Comput. Phys. vol.68(1987)
- 2) H.C. Yee and A. Harten : "Implicit TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates", AIAA J. vol.25, no.2(1987)
- 3) T.H. Pulliam and D.S. Chaussee : "A Diagonal Form of an Implicit Approximate-Factorization Algorithm", J. Comput. Phys. vol.39(1981)